

## Поляризационная и топологическая модовая дисперсия оптических вихрей в циркулярных оптических волокнах

Е.В. Баршак<sup>1</sup>, М.А. Яворский<sup>1</sup>, Д.В. Викулин<sup>1</sup>, Б.П. Лапин<sup>1</sup>, А.В. Воляр<sup>1</sup>, К.Н. Алексеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт ФГАОУ ВО «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского», Симферополь, Россия

### Аннотация

В статье впервые исследована проблема межмодовой дисперсии внутри группы оптических вихрей с азимутальным числом, которое больше или равно 1, в циркулярных оптических волокнах. Установлено, что дисперсия между оптическими вихрями с топологическим зарядом  $\pm 1$  отсутствует, а между оптическими вихрями с топологическим зарядом больше 1 имеет место как стандартная поляризационная, так и дисперсия принципиально нового типа – топологическая модовая дисперсия. Численно исследована зависимость дисперсии оптических вихрей от длины волны излучения при различных параметрах для волокон с градиентным и ступенчатым профилем показателя преломления. Установлена возможность реализации режима нулевой топологической и поляризационной дисперсии оптических вихрей в волокнах со ступенчатым профилем.

**Ключевые слова:** оптические вихри, поляризационная модовая дисперсия, топологическая модовая дисперсия, оптические волокна.

**Цитирование:** Баршак, Е.В. Поляризационная и топологическая модовая дисперсия оптических вихрей в циркулярных оптических волокнах / Е.В. Баршак, М.А. Яворский, Д.В. Викулин, Б.П. Лапин, А.В. Воляр, К.Н. Алексеев // Компьютерная оптика. – 2019. – Т. 43, № 1. – С. 25-34. – DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-1-25-34.

### Введение

В настоящее время можно выделить целое направление исследований, в рамках которого в качестве носителей информации используют оптические вихри (ОВ) [1]. Данный подход основан на возможности кодировать информацию в значениях орбитального углового момента (ОУМ) ОВ [2, 3]. Поскольку ОУМ определяется топологическим зарядом ОВ  $\ell=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , это открывает возможность использовать принципиально неограниченные степени свободы излучения и, следовательно, кодировать существенно больше данных [4], усложняя таким образом стандартные техники мультиплексирования с разделением по длине волны, фазе, амплитуде и состоянию поляризации светового пучка. ОУМ-мультиплексирование не только позволяет повысить пропускную способность линии связи, но и обеспечивает принципиально новый уровень защиты данных от несанкционированного считывания [5, 6]. С целью поиска среды, способной обеспечить устойчивость передаваемой в значениях ОУМ информации на необходимое расстояние, большое количество работ в мировой литературе посвящены исследованию процессов распространения ОВ как в свободном пространстве [7–12], так и в оптических волокнах различного типа [13–17]. Поскольку основанная на ОУМ передача информации в свободном пространстве испытывает серьезные ограничения, вызванные разрушающим влиянием атмосферы [18], более перспективной средой для развития техники ОУМ-мультиплексирования представляются оптические волокна. Действительно, в ряде работ были предложены, теоретически и экспериментально исследованы различные типы оптических волокон [13, 19–22], поддерживающих устойчивое распространение ОВ – мод высших порядков с азимутальным числом  $|\ell| \geq 1$ . Так,

было показано, что право- и лево-циркулярно поляризованные ОВ с топологическим зарядом  $\ell=+1$  и  $\ell=-1$  соответственно являются модами высших порядков простейших циркулярных волокон [23–25]. Однако для передачи данных на большие расстояния при помощи таких волокон необходимым оказался поиск решения проблемы неустойчивости в них ОВ, связанной с вырождением уровней соответствующих постоянных распространения. Неустойчивость ОВ проявляется в неконтролируемом изменении знака ОУМ входного поля и, как следствие, потере закодированной информации под влиянием даже малых внешних возмущений. Как способ стабилизации ОВ в работах [15, 20] было представлено особым образом модифицированное циркулярное волокно, что позволило передать данные, закодированные в состояниях ОВ, на расстояние более 1 км при скорости 400 гигабит в секунду [19]. Указанные исследования являются, несомненно, прорывом в информационных волоконных технологиях, хотя и имеют серьезное ограничение в дальности передачи данных, как следует из работы [26]. Альтернативный подход к стабилизации ОВ основывается на введении собственного возмущения волокна. Так, было показано, что ОВ являются устойчивыми модами скрученных в процессе вытяжки волокон (*spun fiber*) с анизотропией материала [27] и эллиптичностью поперечного сечения [28]. Однако, поскольку устойчивость ОВ в таких волокнах носит ограниченный характер [21], была исследована возможность стабилизации ОВ в скрученных анизотропных и эллиптических волокнах с крутильными механическими напряжениями (*twisted fiber*). Действительно, было показано, что такие волокна позволяют устойчиво передавать закодированную в значениях ОУМ ОВ информацию на необходимое расстояние [22].

При передаче информации по оптическим волокнам в виде последовательности импульсов возникает явление дисперсии, приводящее к уширению импульсов и, как следствие, невозможности их различить на выходном конце оптического волокна. Это приводит к снижению пропускной способности канала связи и дальности передачи данных [25]. Так, в одномодовых волокнах, как известно, одним из существенных факторов, снижающих скорость и дальность передачи информации, является эффект поляризационной модовой дисперсии (ПМД) [29–32] – увеличение длительности импульса сигнала, связанное с различием скоростей ортогонально поляризованных мод. Одной из главных причин возникновения ПМД является наведение в оптическом волокне анизотропии. Ряд теоретических и экспериментальных работ был посвящен исследованию подавления ПМД в одномодовых волокнах [29, 33]. Так, установлено, что одним из возможных способов подавления ПМД является скрутка оптического волокна [33].

Естественно, на пути использования оптических волокон для передачи информации, закодированной в значениях ОУМ ОВ, неотъемлемо возникает задача оценки и подавления дисперсии, образующейся вследствие различия скоростей ОВ. При этом, однако, ОВ обладают как поляризационными, так и орбитальными степенями свободы, что может привести к возникновению новых типов модовой дисперсии. Используемый для кодирования информации метод определяет необходимость подавления дисперсии конкретного вида. Например, кодирование данных в состояниях поляризации окажется наиболее эффективным, когда ПМД будет минимальна. Принцип кодирования информации в состояниях ОВ основан на управлении весовыми коэффициентами их суперпозиции, и, следовательно, для увеличения скорости передачи данных требует минимизации дисперсии одновременно всех видов.

Среди большого разнообразия оптических волокон для исследования дисперсии мод высших порядков естественно в первую очередь выбрать относительно простую модель – оптическое волокно с круглым поперечным сечением. Отметим, что даже в моделях без очевидной наведенной анизотропии, как известно, благодаря так называемому спин-орбитальному взаимодействию (СОВ) [23], являющемуся неотъемлемым атрибутом неоднородной среды, постоянные распространения высших мод оказываются различными, что может привести к дисперсии даже в отсутствие анизотропии материала. Таким образом, в данной работе будут исследованы возможные виды дисперсии ОВ в циркулярных волокнах со ступенчатым и параболическим профилем показателя преломления. Будет исследована возможность эффективного подавления дисперсии ОВ, а также оценена роль профиля показателя преломления.

### 1. Описание модели

Показатель преломления оптического волокна с круглым поперечным сечением, имеющего сердцевину радиуса  $r_0$  и неограниченную оболочку, описывается следующим выражением [25]:

$$n(r) = n_c (1 - 2\Delta f(r))^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\Delta = (n_c^2 - n_{об}^2)/2n_c^2$  – высота профиля показателя преломления,  $n_c$  и  $n_{об}$  – значения показателя преломления в сердцевине и оболочке волокна соответственно. В данной работе рассматриваются слабонаправляющие оптические волокна, для которых  $\Delta \ll 1$ , что обуславливает параксиальный характер распространения оптических мод. Функция  $f(r)$  определяет распределение показателя преломления среды. Для оптических волокон, имеющих ступенчатый профиль показателя преломления,  $f(r)$  имеет вид:

$$f(r) = \Theta(R-1), \quad (2)$$

где  $\Theta$  – функция Хевисайда,  $R = r/r_0$ . Функция профиля градиентного волокна с параболическим профилем имеет вид [25]:

$$f(r) = R^2. \quad (3)$$

Используется цилиндрическая система координат  $(r, j, z)$ , ось  $z$  которой совпадает с осью волокна.

Распространение света в оптическом волокне описывается векторным волновым уравнением [23]:

$$(\nabla^2 + k^2 n^2(r, \varphi)) \mathbf{E}_i = -\nabla(\mathbf{E}_i \nabla \ln n^2(r, \varphi)), \quad (4)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны, поперечная компонента электрического поля  $\mathbf{E}_i = \text{col}(E_x, E_y) = E_x \mathbf{e}_x + E_y \mathbf{e}_y$ ,  $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ . Для установления вида мод высших порядков (с азимутальным числом  $|\ell| \geq 1$ ) оптического волокна требуется учитывать влияние векторного характера электромагнитного поля на его эволюцию в неоднородном веществе – СОВ [21, 32]. Математически СОВ описывается градиентным членом – правой частью в векторном волновом уравнении (4) [23].

Моды с азимутальным числом  $|\ell| = 1$  оптических волокон с показателем преломления (1) со ступенчатым профилем представлены двумя ОВ и стандартными азимутально поляризованной ТЕ- и радиально поляризованной ТМ-модами [23]:

$$|1, 1\rangle, |-1, -1\rangle, |TE\rangle, |TM\rangle, \quad (5)$$

а моды с азимутальным числом  $|\ell| > 1$  – четыре ОВ [23]:

$$|1, |\ell\rangle, |-1, -|\ell\rangle, |1, -|\ell\rangle, |-1, |\ell\rangle. \quad (6)$$

Для волокон с градиентным профилем моды с азимутальным числом  $|\ell| \geq 1$  представляют собой четыре ОВ (6) [23]. В выражениях (5) и (6)

$$|\sigma, \ell\rangle = (1/\sqrt{2}) F_\ell(r) e^{i\ell\varphi} \text{col}(1, i\sigma)$$

индекс  $\sigma = \pm 1$  определяет направление циркулярной поляризации,  $\ell$  – топологический заряд ОВ,

$$|TE\rangle = F_\ell(r) \text{col}(\sin \varphi, \cos \varphi),$$

$$|TM\rangle = F_\ell(r) \text{col}(\cos \varphi, \sin \varphi).$$

Радиальная функция  $F_\ell(r)$  является решением известного уравнения [25]

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} - \frac{\ell^2}{R^2} + \tilde{U}^2 - V^2 f(R) \right) F_\ell(R) = 0,$$

где  $V = kr_0(n_c^2 - n_{об}^2)^{1/2} = kr_0 n_c \sqrt{2\Delta}$  – волноводный параметр. Для волокон со ступенчатым профилем показателя преломления  $F_\ell(r)$  имеет вид [25]:

$$F_\ell(r) = \begin{cases} J_\ell(\tilde{U}R)/J_\ell(\tilde{U}), & r \leq r_0, \\ K_\ell(\tilde{W}R)/K_\ell(\tilde{W}), & r \geq r_0, \end{cases}$$

где  $J_\ell$  – функция Бесселя 1-го рода  $\ell$ -го порядка, а  $K_\ell$  – модифицированная функция Бесселя 1-го рода  $\ell$ -го порядка (модифицированная функция Ханкеля),  $\tilde{U} = r_0(k^2 n_c^2 - \beta_\ell^2)^{1/2}$ ,  $\beta_\ell$  – скалярная постоянная распространения,  $\tilde{W}^2 = V^2 - \tilde{U}^2$ . Для волокон с градиентным профилем показателя преломления  $F_\ell(r) = R^\ell L_0'(VR^2) \exp(-VR^2/2)$ ,  $L_0'$  – обобщенные полиномы Лагерра,  $\tilde{U} = (2V(1 + |\ell|))^{1/2}$  [25]. В данной работе исследуются моды с радиальным числом, равным единице, что не уменьшает общности полученных результатов.

Постоянные распространения ОВ (5) и (6) в волокнах со ступенчатым профилем показателя преломления можно получить, применив развитый в работе [34] метод теории возмущений с вырождением, позволяющий учесть влияние СОВ. Соответствующие выражения представимы следующим образом [23]:

$$\beta_{\sigma,\ell}^{(cr)}(\lambda) = \tilde{\beta}_\ell(\lambda) + \frac{\Delta(\lambda)(F_\ell'(1)(\lambda) - \sigma\ell)}{2r_0^2 \tilde{\beta}_\ell(\lambda) Q_\ell(\lambda)}, \quad (7)$$

где  $Q_\ell(\lambda) = \int_0^\infty R F_\ell^2(R, \lambda) dR$ , штрих означает производную по  $R$ . Отметим, что второе слагаемое в (7) обусловлено влиянием СОВ и приводит к частичному снятию вырождения в спектре ОВ циркулярного волокна.

Для волокон с бесконечным параболическим профилем показателя преломления спектр ОВ (6) имеет вид [25]:

$$\beta_{\sigma,\ell}^{(trp)}(\lambda) = \tilde{\beta}_\ell(\lambda) + \frac{(\sigma\ell + 1)(2\Delta(\lambda))^{3/2}}{2r_0 V(\lambda)}. \quad (8)$$

### 2. Дисперсия оптических вихрей в циркулярных волокнах со ступенчатым профилем показателя преломления

Теперь перейдем к исследованию дисперсии ОВ в циркулярных волокнах со ступенчатым профилем показателя преломления. Как указывалось ранее, метод кодирования данных определяет роль дисперсии разного рода в скорости передачи информации. Рассмотрим подробнее принцип кодирования данных в состояниях ОВ, основанный на идее использования принципа суперпозиции собственных состояний оптического волокна. Применение данного метода возможно в оптических волокнах, поддерживающих устойчивое распространение ОВ. Поскольку ОВ  $|\sigma, \ell\rangle$  являются собственными модами такого волокна,

входное поле  $|\Psi\rangle$  представляется в виде суперпозиции ОВ  $\sum_{\sigma,\ell} C_{\sigma,\ell} |\sigma, \ell\rangle$ . Кодирование данных осуществляется

с управлением весовыми коэффициентами  $C_{\sigma,\ell}$ . Очевидно, что при таком способе кодирования данных для улучшения скорости и дальности передачи информации требуется минимизировать дисперсии всех типов в рамках группы мод с одинаковым азимутальным числом.

Известно [35], что производная от постоянной распространения  $\beta$  по частоте  $\omega$  определяет групповую скорость волны:

$$v_{групп} = (d\beta/d\omega)^{-1}. \quad (9)$$

Различие в групповых скоростях приводит к межмодовой дисперсии, величину которой можно вычислить, используя следующее выражение:

$$\Delta\tau = \frac{z}{c} \frac{d\Delta\beta_{\sigma,\ell;\sigma',\ell'}}{dk}, \quad (10)$$

где  $\Delta\beta_{\sigma,\ell;\sigma',\ell'} = \beta_{\sigma,\ell}^u - \beta_{\sigma',\ell'}^u$  – разность постоянных распространения соответствующих мод,  $u = \langle \text{ст} \rangle, \langle \text{гр} \rangle$  – указывает на вид профиля показателя преломления,  $c$  – скорость света в вакууме.

Как видно из (5), среди мод с азимутальным числом  $|\ell|=1$  имеются только два ОВ:  $|-1, -1\rangle$  и  $|1, 1\rangle$ . Тип дисперсии, возникающей между ОВ с разными знаками поляризации и топологического заряда, будем называть гибридной модовой дисперсией (ГМД) (рис. 1). Поскольку, согласно (7),  $\Delta\beta_{1,1;-1,-1}^{(cr)} = 0$ , используя (10), видим, что в описываемом случае ГМД отсутствует:

$$\Delta\tau_{ГМД}^{(cr)} = 0. \quad (11)$$

В оптических волокнах, поддерживающих распространение мод с азимутальным числом  $|\ell|>1$  (6), как следует из (10) и (7), дисперсия обусловлена различием постоянных распространения ОВ в результате влияния СОВ. Первый вид дисперсии, который можно выделить в рассматриваемой системе – ПМД (рис. 1), возникающая между ОВ  $|1, |\ell|\rangle$  и  $|-1, |\ell|\rangle$ , а также  $|1, -|\ell|\rangle$  и  $|-1, -|\ell|\rangle$ , с одинаковым топологическим зарядом  $|\ell|$ , но ортогональной поляризацией. Так как, исходя из (7),

$$\Delta\beta_{1,|\ell|;-1,|\ell|}^{(cr)} = \Delta\beta_{1,-|\ell|;-1,-|\ell|}^{(cr)} = -\frac{\Delta(\lambda)\ell}{r_0^2 \tilde{\beta}_\ell(\lambda) Q_\ell(\lambda)},$$

то, согласно (10), ПМД, возникающие в каждой паре ОВ, равны:

$$\Delta\tau_{ПМД}^{(cr)} = \frac{z}{c} \frac{2\pi\ell}{r_0^2 k^2} \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{\Delta(\lambda)}{\tilde{\beta}_\ell(\lambda) Q_\ell(\lambda)} \right). \quad (12)$$

Помимо ПМД, в описываемых волокнах возникает принципиально новый вид дисперсии в парах ОВ на одной поляризации, но с разным знаком топологического заряда  $\ell$ :  $|1, |\ell|\rangle, |1, -|\ell|\rangle, |-1, |\ell|\rangle, |-1, -|\ell|\rangle$ . Такой эффект будем называть топологической модовой дисперсией (ТМД) (рис. 1). Используя (10) и (7), легко показать, что, поскольку

$$\Delta\beta_{1,|\ell|,1,-|\ell|}^{(cr)} = \Delta\beta_{-1,|\ell|,-1,-|\ell|}^{(cr)} = -\frac{\Delta(\lambda)\sigma|\ell|}{r_0^2\tilde{\beta}_\ell(\lambda)\mathcal{Q}_\ell(\lambda)},$$

оказываются равными и ТМД в обоих парах ОВ:

$$\Delta\tau_{ТМД}^{(cr)} = \frac{z}{c} \frac{2\pi\sigma|\ell|}{r_0^2k^2} \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{\Delta(\lambda)}{\tilde{\beta}_\ell(\lambda)\mathcal{Q}_\ell(\lambda)} \right). \quad (13)$$

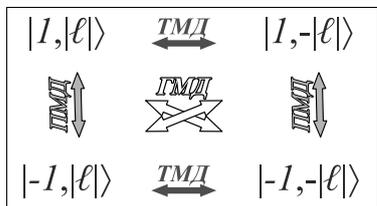


Рис. 1. Виды дисперсии, возникающей между ОВ циркулярного волокна: поляризационная (ПМД), топологическая (ТМД) и гибридная (ГМД)

Из (12) и (13) следует важный вывод о том, что ПМД и ТМД в циркулярных волокнах совпадают:

$$\Delta\tau_{ПМД}^{(cr)} = \Delta\tau_{ТМД}^{(cr)}. \quad (14)$$

Легко также показать, что ГМД для ОВ с  $|\ell| > 1$ , как и в случае  $|\ell| = 1$ , отсутствует в силу вырождения уровней ОВ с разным знаком как поляризации, так и топологического заряда.

Для расчета дисперсии ОВ необходимо знать спектральные характеристики показателя преломления волокна, профиль которого формируют путем соответствующего распределения концентрации легирующих присадок. Зависимость показателя преломления от длины волны излучения для кварцевых стекол, как правило, описывают дисперсионными формулами Селлмейера [36]:

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{i=1}^N \frac{a_i\lambda^2}{\lambda^2 - b_i^2}, \quad (15)$$

где  $n^2(\lambda)$  – показатель преломления стекла, значения коэффициентов формулы Селлмейера  $a_i, b_i$  определяют эмпирически для каждого образца с определенной концентрацией присадок, принято использовать формулу из  $N=3$  членов.

Для численной оценки величины дисперсии ОВ в циркулярных волокнах выберем несколько характерных для реальных образцов составов сердцевин и оболочки волокна. Пусть в качестве первого образца выступает оптическое волокно, сердцевина которого изготовлена из кварцевого стекла легированного окисью германия с концентрацией  $\text{GeO}_2$  13,5%. Для сердцевин второго образца зададим концентрацию легирующей присадки  $\text{GeO}_2$  3,1%, а для сердцевин третьего волокна выберем кварцевое стекло с добавками окиси германия и бора: 2,2%  $\text{GeO}_2$ , 3,3%  $\text{B}_2\text{O}_3$ . Положим, что оболочки всех моделей состоят из чистого кварцевого стекла  $\text{SiO}_2$ . Коэффициенты формулы Селлмейера [37] для каждого состава представлены в табл. 1.

Определив спектральные характеристики профиля показателя преломления согласно (15), легко вычислить основные параметры волокна, в частности, вы-

соту профиля показателя преломления и волноводный параметр в выбранном диапазоне длин волн. Полученные значения  $\Delta_0$  и  $V_0$  на длине волны излучения гелий-неонового лазера  $\lambda_{\text{He-Ne}} = 0,632$  мкм для трех описываемых образцов волокна, поддерживающих распространение мод с азимутальным числом  $|\ell|=2$  и  $|\ell|=3$ , представлены в табл. 2. В качестве примера выбраны такие численные значения радиуса сердцевин волокна, которые в настоящее время технически элементарно достижимы и лежат внутри диапазона типичных значений для маломодовых волокон. Отметим, однако, что цель привязаться к конкретным образцам волокна не ставится, поскольку основная задача состоит в исследовании характера дисперсии при изменении параметров волокна. Далее, используя выражения (12) и (13), с помощью численных методов была получена зависимость ПМД и ТМД ОВ от длины волны излучения в диапазоне от  $\lambda = 0,55$  мкм до  $\lambda = 1,6$  мкм в циркулярных волокнах указанных составов. Соответствующие графики представлены на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что в общем случае величина дисперсии в циркулярных волокнах, вызванная СОВ, может достигать высоких значений порядка  $3 \cdot 10^2$  пс/км, снижая таким образом пропускную способность волокна. Анализ показывает, что существенного подавления негативного эффекта дисперсии для рабочего диапазона частот можно достичь путем правильного подбора параметров, таких как высота профиля показателя преломления и радиус сердцевин волокна. Так, для оптических волокон с меньшим значением высоты профиля дисперсия ОВ выражена значительно слабее (рис. 2д, е). Важной особенностью представленных результатов является то, что при некотором значении длины волны имеет место резкое снижение величины дисперсии, вплоть до нулевого значения (рис. 2г, д). Таким образом, можно заключить, что подбор высоты профиля и радиуса сердцевин волокна позволяет добиться нулевой ПМД и ТМД на требуемой длине волны. Например, для волокна с составом сердцевин второго типа и радиусом  $r_0 = 10,95$  мкм величина дисперсии ОВ с топологическим зарядом  $\ell = \pm 3$  на длине волны  $\lambda = 1,55$  мкм, соответствующей третьему окну прозрачности, составляет  $\Delta\tau^{(cr)} = 9,2 \cdot 10^{-2}$  пс/км.

### 3. Дисперсия оптических вихрей в циркулярных волокнах с бесконечным параболическим профилем показателя преломления

Далее рассмотрим дисперсию ОВ во втором практически важном случае волокон с градиентным профилем показателя преломления в виде бесконечного параболического профиля. Из выражения для постоянных распространения (8) мод с азимутальным числом  $|\ell| \geq 1$  (6) видно, что, так как

$$\Delta\beta_{1,|\ell|,-1,-|\ell|}^{(rp)} = \Delta\beta_{-1,|\ell|,1,-|\ell|}^{(rp)} = 0,$$

из (10) следует равенство нулю ГМД. Согласно (8) получаем, что

$$\Delta\beta_{1,|\ell|,-1,|\ell|}^{(\text{гр})} = \Delta\beta_{-1,|\ell|,-1,|\ell|}^{(\text{гр})} = -\frac{(2\Delta(\lambda))^{\frac{3}{2}}\ell}{r_0V(\lambda)} = -\frac{\Delta(\lambda)\ell}{r_0^2\tilde{\beta}_\ell(\lambda)},$$

и ПМД соответствующих пар ОВ, согласно (10), выражается следующим образом:

$$\Delta\tau_{\text{ПМД}}^{(\text{гр})} = -\frac{z}{c} \frac{2\pi\ell}{r_0^2k^2} \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{\Delta(\lambda)}{\tilde{\beta}_\ell(\lambda)} \right). \quad (16)$$

ТМД мод с азимутальным числом  $|\ell| \geq 1$  в волокнах с градиентным профилем показателя преломления, определяемая разностью постоянных распространения ОВ

$$\begin{aligned} \Delta\beta_{1,|\ell|,1,|\ell|}^{(\text{гр})} &= \Delta\beta_{-1,|\ell|,-1,|\ell|}^{(\text{гр})} = \\ &= -\frac{(2\Delta(\lambda))^{\frac{3}{2}}\sigma|\ell|}{r_0V(\lambda)} = -\frac{\Delta(\lambda)\sigma|\ell|}{r_0^2\tilde{\beta}_\ell(\lambda)}, \end{aligned}$$

имеет вид:

$$\Delta\tau_{\text{ТМД}}^{(\text{гр})} = -\frac{z}{c} \frac{2\pi\sigma|\ell|}{r_0^2k^2} \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{\Delta(\lambda)}{\tilde{\beta}_\ell(\lambda)} \right). \quad (17)$$

Отметим, что между ОВ с топологическим зарядом  $\ell = \pm 1$  в волокнах с градиентным профилем, в отличие от модели со ступенчатым профилем, обнаруживается ПМД (16) и ТМД (17). Значения ПМД (16) и ТМД (17) ОВ с  $|\ell| \geq 1$  в волокнах с градиентным профилем оказываются равными:

$$\Delta\tau_{\text{ПМД}}^{(\text{гр})} = \Delta\tau_{\text{ТМД}}^{(\text{гр})}. \quad (18)$$

На рис. 3 изображены графики зависимости дисперсии (16) и (17) от длины волны для оптических волокон с градиентным профилем показателя преломления, параметры которых для наглядности отвечают приведенным в табл. 2 значениям.

Сравнение полученных данных для волокон с градиентным и ступенчатым профилем показателя преломления показывает, что дисперсия ОВ в обоих случаях в значительной мере зависит от состава сердцевины или от высоты профиля показателя преломления. Отличие выражений для ПМД (12) и ТМД (13) в волокнах со ступенчатым профилем от соответствующих выражений для волокон с градиентным профилем (16) и (17) состоит в дополнительном нормировочном множителе  $1/Q_\ell$  в производной по длине волны. При этом форма профиля не оказывает существенного влияния на дисперсию при малых в заданном диапазоне длинах волн. Однако с увеличением длины волны в волокнах с градиентным профилем не наблюдается резкого падения величины дисперсии с достижением нулевого значения, характерного для моделей со ступенчатым профилем показателя преломления.

### Заключение

В данной работе исследовано явление межмодовой дисперсии в пределах группы ОВ высших порядков с одним азимутальным числом в слабонаправ-

ляющих градиентных и ступенчатых циркулярных волокнах с учетом СОВ. Показано, что наряду с ПМД, типичной для одномодовых волокон, в циркулярных волокнах, поддерживающих распространение ОВ, имеет место ТМД – уширение импульса сигнала вследствие различия скоростей ОВ с разным знаком топологического заряда. Полученные зависимости величины дисперсии от длины волны излучения при различных параметрах волокна позволяют сделать вывод о том, что возможно подобрать такие характеристики оптического волокна со ступенчатым профилем показателя преломления, при которых достигается нулевая ПМД и ТМД ОВ на выбранной частоте.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №17-42-92014.

Материалы статьи были представлены на Международной конференции «Цифровая сингулярная оптика: Приложения и Основы» (DSOAF'2018).

### Литература

1. **Soskin, M.** Singular optics / M. Soskin, M. Vernetsov. – In: Progress in optics / ed. by E. Wolf. – Elsevier Science B.V., 2001. – Chapter 4. – P. 219-276. – DOI: 10.1016/S0079-6638(01)80018-4.
2. **Yao, A.M.** Orbital angular momentum: origins, behavior and applications / A.M. Yao, M.J. Padgett // Advances in Optics and Photonics. – 2011. – Vol. 3, Issue 2. – P. 161-204. – DOI: 10.1364/AOP.3.000161.
3. **Willner, A.E.** Optical communications using orbital angular momentum beams / A.E. Willner, H. Huang, Y. Yan, Y. Ren, N. Ahmed, G. Xie, C. Bao, L. Li, Y. Cao, Z. Zhao, J. Wang, M.P.J. Lavery, M. Tur, S. Ramachandran, A.F. Molisch, N. Ashrafi, S. Ashrafi // Advances in Optics and Photonics. – 2015. – Vol. 7, Issue 1. – P. 66-106. – DOI: 10.1364/AOP.7.000066.
4. **Padgett, M.J.** Orbital angular momentum 25 years on / M.J. Padgett // Optics Express. – 2017. – Vol. 25, Issue 10. – P. 11265-11274. – DOI: 10.1364/OE.25.011265.
5. **Franke-Arnold, S.** Uncertainty principle for angular position and angular momentum / S. Franke-Arnold, S. Barnett, E. Yao, J. Leach, J. Courtial, M. Padgett // New Journal of Physics. – 2004. – Vol. 6. – 103. – DOI: 10.1088/1367-2630/6/1/103.
6. **Alexeyev, C.** Tunnelling of orbital angular momentum in parallel optical waveguides / C. Alexeyev, N.A. Boklag, T.A. Fadeyeva, M. Yavorsky // Journal of Optics. – 2011. – Vol. 13, Issue 6. – 064012. – DOI: 10.1088/2040-8978/13/6/064012.
7. **Molina-Terriza, G.** Management of the angular momentum of light: preparation of photons in multidimensional vector states of angular momentum / G. Molina-Terriza, J.P. Torres, L. Torner // Physical Review Letters. – 2002. – Vol. 88, Issue 1. – 013601. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.013601.
8. **Gibson, G.** Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum / G. Gibson, J. Courtial, M. Padgett, M. Vernetsov, V. Pas'ko, S. Barnett, S. Franke-Arnold // Optics Express. – 2004. – Vol. 12, Issue 22. – P. 5448-5456. – DOI: 10.1364/OPEX.12.005448.
9. **Bouchal, Z.** Mixed vortex states of light as information carriers / Z. Bouchal, R. Celechovsky // New Journal of Physics. – 2004. – Vol. 6. – 131. – DOI: 10.1088/1367-2630/6/1/131.

10. **Wang, J.** Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing / J. Wang, J.-Y. Yang, I. M. Fazal, N. Ahmed, Y. Yan, H. Huang, Y. Ren, Y. Yue, S. Dolinar, M. Tur, A.E. Willner // *Nature Photonics*. – 2012. – Vol. 6. – P. 488-496. – DOI: 10.1038/nphoton.2012.138.
11. **Yan, Y.** High-capacity millimetre-wave communications with orbital angular momentum multiplexing / Y. Yan, G. Xie, M.P.J. Lavery, H. Huang, N. Ahmed, Ch. Bao, Y. Ren, Y. Cao, L. Li, Z. Zhao, A.F. Molisch, M. Tur, M.J. Padgett, A.E. Willner // *Nature Communications*. – 2014. – Vol. 5. – 4876. – DOI: 10.1038/ncomms5876.
12. **Tamburini, F.** Encoding many channels on the same frequency through radio vorticity: first experimental test / F. Tamburini, E. Mari, A. Sponselli, B. Thide, A. Bianchini, F. Romanato // *New Journal of Physics*. – 2012. – Vol. 14. – 033001. – DOI: 10.1088/1367-2630/14/3/033001.
13. **Bouchal, Z.** Selective excitation of vortex fibre modes using a spatial light modulator / Z. Bouchal, O. Haderka, R. Celechovský // *New Journal of Physics*. – 2005. – Vol. 7, Issue 1. – 125. – DOI: 10.1088/1367-2630/7/1/125.
14. **Ung, B.** Few-mode fiber with inverse-parabolic graded-index profile for transmission of OAM-carrying modes / B. Ung, P. Vaity, L. Wang, Y. Messaddeq, L.A. Rusch, S. LaRochelle // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, Issue 15. – P. 18044-18055. – DOI: 10.1364/OE.22.018044.
15. **Ramachandran, S.** Generation and propagation of radially polarized beams in optical fibers / S. Ramachandran, P. Kristensen, M.F. Yan // *Optics Letters*. – 2009. – Vol. 34, Issue 16. – P. 2525-2527. – DOI: 10.1364/OL.34.002525.
16. **Karpeev, S.V.** Experimental excitation and detection of angular harmonics in a step-index optical fiber / S.V. Karpeev, S.N. Khonina // *Optical Memory & Neural Networks (Information Optics)*. – 2007. – Vol. 16(4). – P. 295-300. – DOI: 10.3103/S1060992X07040133.
17. **Любопытов, В.С.** Математическая модель детектирования параметров распространения мод в оптическом волокне при маломодовом режиме для адаптивной оптической компенсации смещения мод / В.С. Любопытов, А.З. Тлявлин, А.Х. Султанов, В.Х. Багманов, С.Н. Хонина, С.В. Карпеев, Н.Л. Казанский // *Компьютерная оптика*. – 2013. – Т. 37, № 3. – С. 352-359.
18. **Malik, M.** Influence of atmospheric turbulence on optical communications using orbital angular momentum for encoding / M. Malik, M. O'Sullivan, B. Rodenburg, M. Mirhosseini, J. Leach, M.P.J. Lavery, M.J. Padgett, R.W. Boyd // *Optics Express*. – 2012. – Vol. 20, Issue 12. – P. 13195-13200. – DOI: 10.1364/OE.20.013195.
19. **Bozinovic, N.** Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers / N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A.E. Willner, S. Ramachandran // *Science*. – 2013. – Vol. 340, Issue 6140. – P. 1545-1548. – DOI: 10.1126/science.1237861.
20. **Bozinovic, N.** Control of orbital angular momentum of light with optical fibers / N. Bozinovic, S. Golowich, P. Kristensen, S. Ramachandran // *Optics Letters*. – 2012. – Vol. 37, Issue 13. – P. 2451-2453. – DOI: 10.1364/OL.37.002451.
21. **Alexeyev, C.N.** Are optical vortices robust in twisted fibres? / C.N. Alexeyev // *Journal of Optics*. – 2012. – Vol. 14, Issue 8. – 085702. – DOI: 10.1088/2040-8978/14/8/085702.
22. **Barshak, E.V.** Twisted anisotropic fibers for robust orbital-angular-momentum-based information transmission / E.V. Barshak, C.N. Alexeyev, B.P. Lapin, M.A. Yavorsky // *Physical Review A*. – 2015. – Vol. 91, Issue 3. – 033833. – DOI: 10.1103/PhysRevA.91.033833.
23. **Alexeyev, C.N.** Fiber optical vortices / C.N. Alexeyev, A.V. Volyar, M.A. Yavorsky. – In: *Lasers, optics and electro-optics research trends* / ed. by L.I. Chen. – New York: Nova Publishers, 2007. – Chapter 5. – P. 131-223.
24. **Lieberman, V.S.** Spin-orbit interaction of a photon in an inhomogeneous medium / V.S. Lieberman, Y.B. Zel'dovich, // *Physical Review A*. – 1992. – Vol. 46, Issue 8. – P. 5199-5207. – DOI: 10.1103/PhysRevA.46.5199.
25. **Снайдер, А.** Теория оптических волноводов / А. Снайдер, Дж. Лав. – М.: Радио и связь, 1987. – 656 с.
26. **Alexeyev, C.N.** Transformation of optical vortices in elliptical and anisotropic optical fibres / C.N. Alexeyev, A.V. Volyar, M.A. Yavorsky // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. – 2007. – Vol. 9, Issue 4. – P. 387-394. – DOI: 10.1088/1464-4258/9/4/013.
27. **Alexeyev, C.N.** Vortex-preserving weakly guiding anisotropic twisted fibres / C.N. Alexeyev, A.V. Volyar, M.A. Yavorsky // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. – 2004. – Vol. 6, Issue 5. – P. S162-S165. – DOI: 10.1088/1464-4258/6/5/002.
28. **Alexeyev, C.N.** Optical vortices and the higher order modes of twisted strongly elliptical optical fibres / C.N. Alexeyev, M.A. Yavorsky // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. – 2004. – Vol. 6, Issue 9. – P. 824-832. – DOI: 10.1088/1464-4258/6/9/002.
29. **Barlow, A.J.** Birefringence and polarization mode-dispersion in spun single-mode fibers / A.J. Barlow, J.J. Ramkov-Hansen, D.N. Payne // *Applied Optics*. – 1981. – Vol. 20, Issue 17. – P. 2962-2968. – DOI: 10.1364/AO.20.002962.
30. **Chen, X.** Properties of polarization evolution in spun fibers / X. Chen, T.L. Hunt, M.-J. Li, D.A. Nolan // *Optics Letters*. – 2003. – Vol. 28, Issue 21. – P. 2028-2030. –
31. **Wang, M.** Analytical theory for polarization mode dispersion of spun and twisted fiber / M. Wang, T. Li, S. Jian // *Optics Express*. – 2003. – Vol. 11, Issue 19. – P. 2403-2410. – DOI: 10.1364/OE.11.002403.
32. **Li, M.-J.** Effects of residual stress on polarization mode dispersion of fibers made with different types of spinning / M.-J. Li, X. Chen, D.A. Nolan // *Optics Letters*. – 2004. – Vol. 29, Issue 5. – P. 448-450. – DOI: 10.1364/OL.29.000448.
33. **Fujii, Y.** Polarization coupling in twisted elliptical optical fiber / Y. Fujii, K. Sano // *Applied Optics*. – 1980. – Vol. 19, Issue 15. – P. 2602-2605. – DOI: 10.1364/AO.19.002602.
34. **Воляр, А.В.** Оптические вихри в маломодовых волокнах. II. Спин-орбитальное взаимодействие / А.В. Воляр, В.З. Жилайтис, В.Г. Шведов // *Оптика и спектроскопия*. – 1999. – Т. 86, № 4. – С. 664-670.
35. **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
36. **Fleming, J.W.** Dispersion in GeO<sub>2</sub>-SiO<sub>2</sub> glasses / J.W. Fleming // *Applied Optics*. – 1984. – Vol. 23, Issue 24. – P. 4486-4493. – DOI: 10.1364/AO.23.004486.
37. **Huynh, T.L.** MECSE-10-2004 Dispersion in photonic systems. Part 1: Fibre design for dispersion compensation and raman amplification / T.L. Huynh, L.N. Binh // *Technical Report MECSE*. – 2004. – 94 p.

## Приложение

Табл. 1. Коэффициенты формулы Селлмейера

№ состава	Состав стекла	Тип коэффициента	Значение коэффициента для $i$		
			1	2	3
1	13,5% GeO <sub>2</sub> 86,5% SiO <sub>2</sub>	$a_i$	0,73454395	0,42710828	0,82103399
		$b_i$	0,08697693	0,11195191	10,84654000
2	3,1% GeO <sub>2</sub> 96,9% SiO <sub>2</sub>	$a_i$	0,7028554	0,4146307	0,8974540
		$b_i$	0,0727723	0,1143085	9,8961610
3	2,2% GeO <sub>2</sub> , 3,3% B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , 94,5% SiO <sub>2</sub>	$a_i$	0,6993390	0,4111269	0,9035275
		$b_i$	0,0617482	0,1242404	9,8961580
4	SiO <sub>2</sub>	$a_i$	0,6961663	0,4079426	0,8974794
		$b_i$	0,0684043	0,1162414	9,8961610

Табл. 2. Параметры моделей волокна для численного расчета дисперсии.

№ состава	Состав сердцевины	$\Delta_0$	Для мод с $ \ell =2$			Для мод с $ \ell =3$		
			$r_0$ , мкм	$V_0$	№ кривой	$r_0$ , мкм	$V_0$	№ кривой
1	13,5% GeO <sub>2</sub> 86,5% SiO <sub>2</sub>	$1,5 \cdot 10^{-2}$	4,43	11,1	1.1	6,33	15,9	1.1
			6,33	15,9	1.2	9,50	23,8	1.2
			8,55	21,4	1.3	10,95	27,5	1.3
2	3,1% GeO <sub>2</sub> 96,9% SiO <sub>2</sub>	$3,3 \cdot 10^{-3}$	8,55	10,2	2.1	11,39	13,5	2.1
			11,39	13,5	2.2	13,93	16,5	2.2
			18,99	22,5	2.3	18,99	22,5	2.3
3	2,2% GeO <sub>2</sub> , 3,3% B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , 94,5% SiO <sub>2</sub>	$8,4 \cdot 10^{-4}$	18,99	11,3	3.1	25,32	15,0	3.1
			22,16	13,1	3.2	28,49	16,9	3.2
			25,32	15,0	3.3	31,65	18,8	3.3

В графе «№ кривой» указан № кривой дисперсии на графике для волокна с соответствующим составом.  $\Delta_0$  – высота профиля показателя преломления на длине волны излучения гелий-неонового лазера  $\lambda_{\text{He-Ne}}$ ,  $V_0$  – соответствующий волноводный параметр.

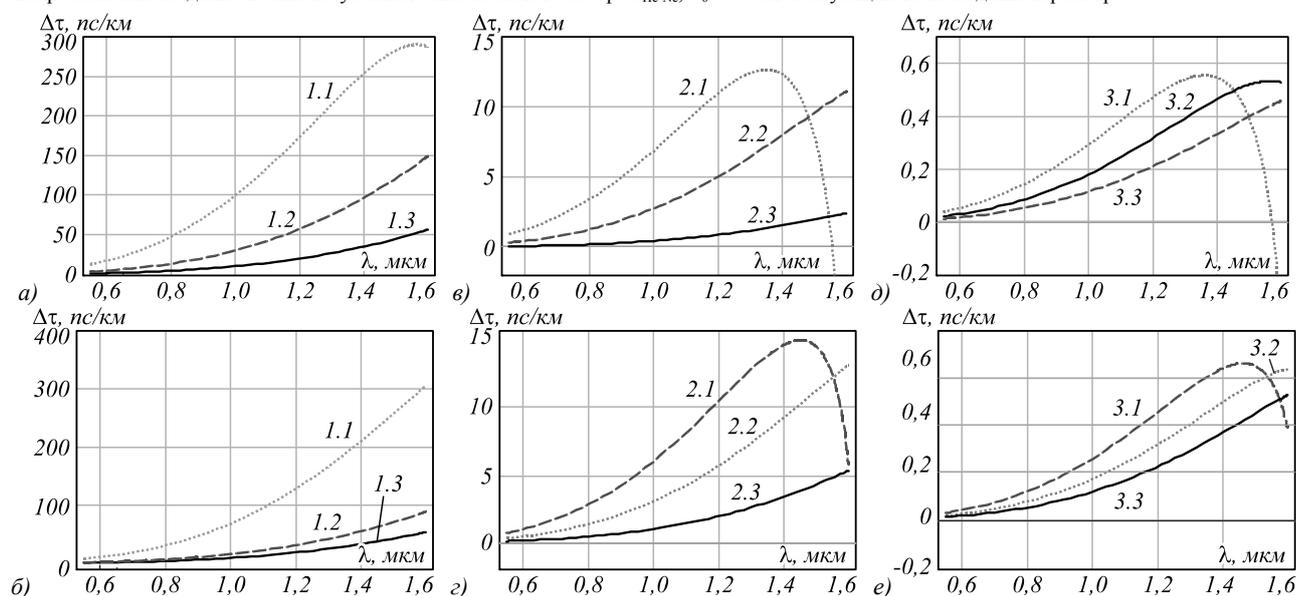


Рис. 2. Зависимость ПМД и ТМД ОВ в циркулярных волокнах со ступенчатым профилем показателя преломления, поддерживающих распространение мод с азимутальным числом  $|\ell|=2$  (а, в, д) и  $|\ell|=3$  (б, г, е). Сердцевина волокна имеет состав согласно табл. 2: первого типа (а, б) – 13,5% GeO<sub>2</sub> 86,5% SiO<sub>2</sub>; второго типа (в, г) – 3,1% GeO<sub>2</sub> 96,9% SiO<sub>2</sub>; третьего типа (д, е) – 2,2% GeO<sub>2</sub>, 3,3% B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, 94,5% SiO<sub>2</sub>. Пронумерованные кривые отображают поведение дисперсии при варьировании радиуса сердцевины волокна, номер кривой указывает на соответствующую строку в табл. 2

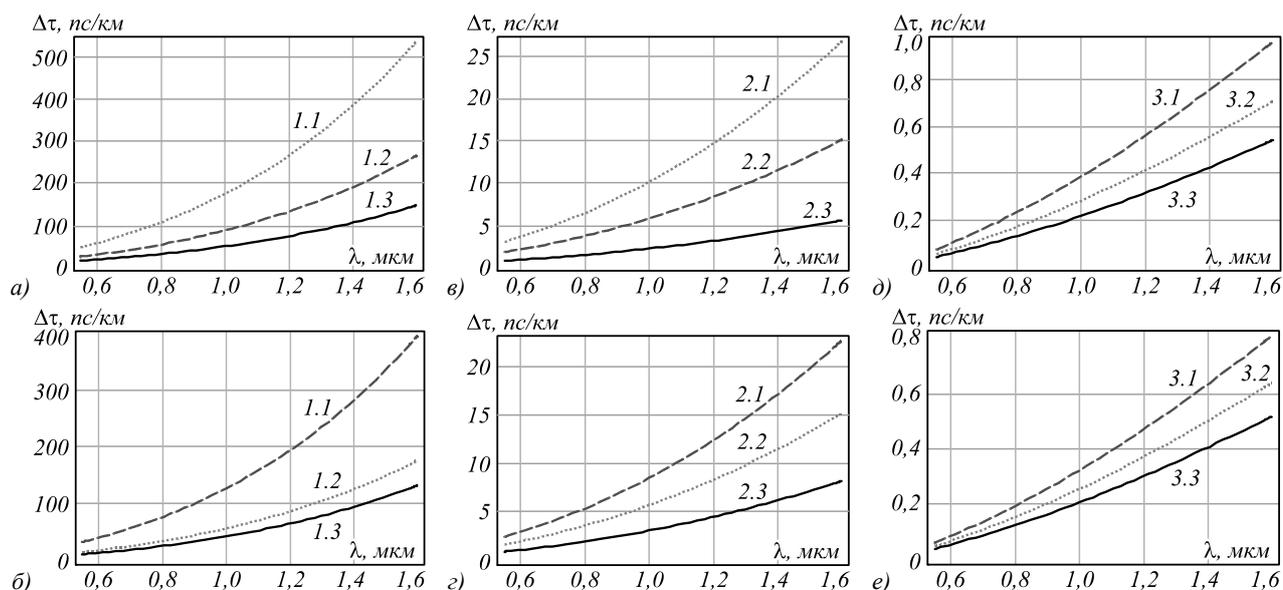


Рис. 3. Зависимость ПМД и ТМД ОВ в циркулярных волокнах с градиентным профилем показателя преломления, поддерживающих распространение мод с азимутальным числом  $|\ell| = 2$  (а, в, д) и  $|\ell| = 3$  (б, з, е). Сердцевина волокна имеет состав согласно табл. 2: первого типа (а, б) – 13,5 %  $\text{GeO}_2$  86,5 %  $\text{SiO}_2$ ; второго типа (в, з) – 3,1 %  $\text{GeO}_2$  96,9 %  $\text{SiO}_2$ ; третьего типа (д, е) – 2,2 %  $\text{GeO}_2$ , 3,3 %  $\text{B}_2\text{O}_3$ , 94,5 %  $\text{SiO}_2$ . Пронумерованные кривые отображают поведение дисперсии при варьировании радиуса сердцевины волокна, номер кривой указывает на соответствующую строку в табл. 2

#### Сведения об авторах

**Баршак Елена Владимировна**, 1989 года рождения, кандидат физико-математических наук. Работает старшим преподавателем кафедры медицинской физики и информатики Физико-технического института КФУ им. В.И. Вернадского. Область научных интересов: волоконная оптика, сингулярная оптика. E-mail: [lena.barshak@gmail.com](mailto:lena.barshak@gmail.com).

**Яворский Максим Александрович**, 1982 года рождения, в 2004 году окончил Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского по специальности «Физика», кандидат физико-математических наук (2008 год). Работает зам. директора по научной работе Физико-технического института КФУ им. В.И. Вернадского. Область научных интересов: волоконная оптика, акустооптика, сингулярная оптика. E-mail: [maxyavorsky@yahoo.com](mailto:maxyavorsky@yahoo.com).

**Викулин Дмитрий Вячеславович**, 1996 года рождения, в 2017 году окончил Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского по специальности 03.03.02 «Физика», является магистрантом кафедры теоретической физики и физики твердого тела Физико-технического института Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского. Область научных интересов: волоконная оптика, волоконная акустооптика, сингулярная оптика. E-mail: [yikulindmitriy@mail.ru](mailto:yikulindmitriy@mail.ru).

**Лапин Борис Петрович**, 1986 года рождения, кандидат физико-математических наук; в 2009 году окончил Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского по специальности «Физика», работает в должности доцента на кафедре общей физики в Физико-техническом институте Крымского федерального университета. Область научных интересов: волоконная сингулярная оптика. E-mail: [lapinboris@gmail.com](mailto:lapinboris@gmail.com).

Информацию об авторе **Воляр Александр Владимирович** см. стр. 22 этого номера.

**Алексеев Константин Николаевич**, доктор физико-математических наук, профессор, 1960 года рождения; в 1982 году окончил Симферопольский государственный университет по специальности «Физика», работает профессором на кафедре теоретической физики и физики твердого тела в Физико-техническом институте Крымского федерального университета. Область научных интересов: волоконная сингулярная оптика. E-mail: [c.alexeyev@yandex.ua](mailto:c.alexeyev@yandex.ua).

ГРНТИ: 29.31.27

Поступила в редакцию 8 октября 2018 г. Окончательный вариант – 11 декабря 2018 г.

## Polarization and topological mode dispersion of optical vortices in circular optical fibers

*E.V. Barshak*<sup>1</sup>, *M.A. Yavorsky*<sup>1</sup>, *D.V. Vikulin*<sup>1</sup>, *B.P. Lapin*<sup>1</sup>, *A.V. Volyar*<sup>1</sup>, *C.N. Alexeyev*<sup>1</sup>  
<sup>1</sup>*V.I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, Russia*

### Abstract

In this paper we investigated a problem of intermode dispersion within a group of optical vortices with an azimuthal number greater than or equal to 1 in circular optical fibers. It was established that, while there is no dispersion between optical vortices with topological charge  $\pm 1$ , both standard polarization mode dispersion and a new-form topological mode dispersion occurred between optical vortices with the topological charge greater than 1. The dependence of the dispersion of optical vortices on the wavelength for the gradient and step-index fibers with variable parameters was numerically obtained and analyzed. A feasibility of zero mode dispersion in step-index fibers was established.

**Keywords:** optical vortices, polarization mode dispersion, topological mode dispersion, optical fibers.

**Citation:** Barshak EV, Yavorsky MA, Vikulin DV, Lapin BP, Volyar AV, Alexeyev CN. Polarization and topological mode dispersion of optical vortices in circular optical fibers. *Computer Optics* 2019; 43(1): 25-34. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-1-25-34.

**Acknowledgements:** The work was supported by the Russian Foundation for Basic Research under grant # 17-42-92014. The work was presented at the International Conference "Digital Singular Optics" (DSOAF'2018).

### References

- [1] Soskin M, Vasetsov M. Singular optics. In Book: Wolf E, ed. *Progress in optics*. Ch 4. Elsevier Science BV; 2001: 219-276. DOI: 10.1016/S0079-6638(01)80018-4.
- [2] Yao AM, Padgett MJ. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications. *Advances in Optics and Photonics* 2011; 3(2): 161-204. DOI: 10.1364/AOP.3.000161.
- [3] Willner AE, Huang H, Yan Y, Ren Y, Ahmed N, Xie G, Bao C, Li L, Cao Y, Zhao Z, Wang J, Lavery MPJ, Tur M, Ramachandran S, Molisch AF, Ashrafi N, Ashrafi S. Optical communications using orbital angular momentum beams. *Advances in Optics and Photonics* 2015; 7(1): 66-106. DOI: 10.1364/AOP.7.000066.
- [4] Padgett MJ. Orbital angular momentum 25 years on. *Optics Express* 2017; 25(10): 11265-11274. DOI: 10.1364/OE.25.011265.
- [5] Franke-Arnold S, Barnett S, Yao E, Leach J, Courtial J, Padgett M. Uncertainty principle for angular position and angular momentum. *New Journal of Physics* 2004; 6: 103. DOI: 10.1088/1367-2630/6/1/103.
- [6] Alexeyev C, Boklag NA, Fadeyeva TA, Yavorsky M. Tunnelling of orbital angular momentum in parallel optical waveguides. *Journal of Optics* 2011; 13(6): 064012. DOI: 10.1088/2040-8978/13/6/064012.
- [7] Molina-Terriza G, Torres JP, Torner L. Management of the angular momentum of light: preparation of photons in multidimensional vector states of angular momentum. *Phys Rev Lett* 2002; 88(1): 013601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.013601.
- [8] Gibson G, Courtial J, Padgett M, Vasetsov M, Pas'ko V, Barnett S, Franke-Arnold S. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum. *Opt Express* 2004; 12(22): 5448-5456. DOI: 10.1364/OPEX.12.005448.
- [9] Bouchal Z, Celechovsky R. Mixed vortex states of light as information carriers. *New Journal of Physics* 2004; 6: 131. DOI: 10.1088/1367-2630/6/1/131.
- [10] Wang J, Yang J-Y, Fazal IM, Ahmed N, Yan Y, Huang H, Ren Y, Yue Y, Dolinar S, Tur M, Willner AE. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing. *Nat Photon* 2012; 6: 488-496. DOI: 10.1038/nphoton.2012.138.
- [11] Yan Y, Xie G, Lavery MPJ, Huang H, Ahmed N, Bao C, Ren Y, Cao Y, Li L, Zhao Z, Molisch AF, Tur M, Padgett MJ, Willner AE. High-capacity millimetre-wave communications with orbital angular momentum multiplexing. *Nat Commun* 2014; 5: 4876. DOI: 10.1038/ncomms5876.
- [12] Tamburini F, Mari E, Sponselli A, Thide B, Bianchini A, Romanato F. Encoding many channels on the same frequency through radio vorticity: first experimental test. *New J Phys* 2012; 14: 033001. DOI: 10.1088/1367-2630/14/3/033001.
- [13] Bouchal Z, Haderka O, Celechovsky R. Selective excitation of vortex fibre modes using a spatial light modulator. *New Journal of Physics* 2005; 7(1): 125. DOI: 10.1088/1367-2630/7/1/125.
- [14] Ung B, Vaity P, Wang L, Messaddeq Y, Rusch LA, LaRochelle S. Few-mode fiber with inverse-parabolic graded-index profile for transmission of OAM-carrying modes / *Opt Express* 2014; 22(15): 18044-18055. DOI: 10.1364/OE.22.018044.
- [15] Ramachandran S, Kristensen P, Yan MF. Generation and propagation of radially polarized beams in optical fibers. *Opt Lett* 2009; 34(16): 2525-2527. DOI: 10.1364/OL.34.002525.
- [16] Karpeev SV, Khonina SN. Experimental excitation and detection of angular harmonics in a step-index optical fiber. *Optical Memory & Neural Networks* 2007; 16(4): 295-300. DOI: 10.3103/S1060992X07040133.
- [17] Lyubopytov VS, Tlyavlin AZ, Sultanov AKh, Bagmanov VKh, Khonina SN, Karpeev SV, Kazanskiy NL. Mathematical model of detection of mode propagation parameters in an optical fiber with few-mode operation for adaptive optical compensation of mode coupling [In Russian]. *Computer Optics* 2013; 37(3): 352-359.
- [18] Malik M, O'Sullivan M, Rodenburg B, Mirhosseini M, Leach J, Lavery MPJ, Padgett MJ, Boyd RW. Influence of atmospheric turbulence on optical communications using orbital angular momentum for encoding. *Optics Express* 2012; 20(12): 13195-13200. DOI: 10.1364/OE.20.013195.
- [19] Bozinovic N, Yue Y, Ren Y, Tur M, Kristensen P, Huang H, Willner AE, Ramachandran S. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers. *Science* 2013; 340(6140): 1545-1548. DOI: 10.1126/science.1237861.
- [20] Bozinovic N, Golowich S, Kristensen P, Ramachandran S. Control of orbital angular momentum of light with optical

- fibers. *Opt Lett* 2012; 37(13): 2451-2453. DOI: 10.1364/OL.37.002451.
- [21] Alexeyev CN. Are optical vortices robust in twisted fibres? *J Opt* 2012; 14(8): 085702. DOI: 10.1088/2040-8978/14/8/085702.
- [22] Barshak EV, Alexeyev CN, Lapin BP, Yavorsky MA. Twisted anisotropic fibers for robust orbital-angular-momentum-based information transmission. *Phys Rev A* 2015; 91: 033833. DOI: 10.1103/PhysRevA.91.033833.
- [23] Alexeyev CN, Volyar AV, Yavorsky MA. Fiber optical vortices. In Book: Chen LI, ed. *Lasers, optics and electro-optics research trends*. Ch 5. New York: Nova Publishers; 2007: 131-223.
- [24] Liberman VS, Zel'dovich YB. Spin-orbit interaction of a photon in an inhomogeneous medium. *Physical Review A* 1992; 46(8): 5199-5207. DOI: 10.1103/PhysRevA.46.5199.
- [25] Snyder A, Love JD. *Optical waveguide theory*. London: Chapman and Hall; 1983. ISBN: 978-0-412-09950-2.
- [26] Alexeyev CN, Volyar AV, Yavorsky MA. Transformation of optical vortices in elliptical and anisotropic optical fibres. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 2007; 9(4): 387-394. DOI: 10.1088/1464-4258/9/4/013.
- [27] Alexeyev CN, Volyar AV, Yavorsky MA. Vortex-preserving weakly guiding anisotropic twisted fibres. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 2004; 6(5): S162-S165. DOI: 10.1088/1464-4258/6/5/002.
- [28] Alexeyev CN, Yavorsky MA. Optical vortices and the higher order modes of twisted strongly elliptical optical fibres. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 2004; 6(9): 824-832. DOI: 10.1088/1464-4258/6/9/002.
- [29] Barlow AJ, Ramskov-Hansen JJ, Payne DN. Birefringence and polarization mode-dispersion in spun single-mode fibers. *Appl Opt* 1981; 20(17): 2962-2968. DOI: 10.1364/AO.20.002962.
- [30] Chen X, Hunt TL, Li M-J, Nolan DA. Properties of polarization evolution in spun fibers. *Opt Lett* 2003; 28(21): 2028-2030. DOI: 10.1364/OL.28.002028.
- [31] Wang M, Li T, Jian S. Analytical theory for polarization mode dispersion of spun and twisted fiber. *Opt Express* 2003; 11(19): 2403-2410. DOI: 10.1364/OE.11.002403.
- [32] Li M-J, Chen X, Nolan DA. Effects of residual stress on polarization mode dispersion of fibers made with different types of spinning. *Opt Lett* 2004; 29(5): 448-450. DOI: 10.1364/OL.29.000448.
- [33] Fujii Y, Sano K. Polarization coupling in twisted elliptical optical fiber. *Appl Opt* 1980; 19(15): 2602-2605. DOI: 10.1364/AO.19.002602.
- [34] Volyar AV, Zhilaitis VZ, Shvedov VG. Optical eddies in small-mode fibers: II. The spin-orbit interaction / *Optics and Spectroscopy* 1999; 86(4): 593-598.
- [35] Born M, Wolf E. *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. 7<sup>th</sup> ed. Cambridge: Cambridge University Press; 1999. ISBN: 978-0-521-64222-4.
- [36] Fleming JW. Dispersion in GeO<sub>2</sub>-SiO<sub>2</sub> glasses. *Appl Opt* 1984; 23(24): 4486-4493. DOI: 10.1364/AO.23.004486
- [37] Huynh TL, Binh LN. MECSE-10-2004 Dispersion in photonic systems. Part 1: Fibre design for dispersion compensation and raman amplification. Technical Report MECSE 2004.

#### Authors' information

**Elena Vladimirovna Barshak**, (b. 1989), PhD, currently she works as the senior tutor by Medical Physics and Informatics at the Physical-Technical Institute of V.I. Vernadsky Crimean Federal University. Research interests are fiber optics, singular optics. E-mail: [lena.barshak@gmail.com](mailto:lena.barshak@gmail.com).

**Maxim Alexandrovich Yavorsky** (b. 1982) graduated from V.I Vernadsky Taurida National University in 2004, majoring in Physics, PhD (2008). Currently he works as the vice director in science at the Physical-Technical Institute of V.I. Vernadsky Crimean Federal University. Research interests are fiber optics, acousto-optics, singular optics. E-mail: [maxyavorsky@yahoo.com](mailto:maxyavorsky@yahoo.com).

**Dmitriy Vyacheslavovich Vikulin** (b. 1996) graduated from V.I. Vernadsky Crimean Federal University in 2017, majoring in Physics. Currently he is a master student of the Theoretical Physics and Solid State Physics department, Physics and Technology Institute of V.I. Vernadsky Crimean Federal University. Research interests are fiber optics, fiber acousto-optics, singular optics. E-mail: [vikulindmitriy@mail.ru](mailto:vikulindmitriy@mail.ru).

**Boris Petrovich Lapin** (born in 1986), candidate of Physical and Mathematical sciences; graduated from the V.I. Vernadsky Taurida National University (specialty "Physics") in 2009, currently an associate professor at the Physical-Technical Institute of the Crimean Federal University. Research interests: singular fiber optics. E-mail: [lapin-boris@gmail.com](mailto:lapin-boris@gmail.com).

The information about author **Alexander Vladimirovich Volyar** you can find on page 24 of this issue.

**Constantine Nikolayevich Alexeyev**, (b. 1960) doctor of Physical and Mathematical sciences, professor, graduated from Simferopol State University in 1982 with a degree in Physics, currently a professor at the Theoretical Physics and Solid-State Physics chair at the Physical-Technical Institute of the Crimean Federal University. Research interests: singular fiber optics. E-mail: [c.alexeyev@yandex.ua](mailto:c.alexeyev@yandex.ua).

*Received October 8, 2018. The final version – December 11, 2018.*